

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 38 (1965)
Heft: V

Artikel: Zur Unizität der Gravitationstheorie
Autor: Wyss, Walter
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-113605>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 20.02.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Zur Unizität der Gravitationstheorie

von **Walter Wyss**

Seminar für Theoretische Physik der ETH, Zürich

(23. V. 65)

Abstract. A linearized lorentz covariant theory of gravitation leads, when coupled to the energy-momentum tensor of a model of matter, directly to the Einstein gravitation theory. This rests on the existence of an unique extension of the linear gaugegroup to the general covariance-pseudogroup of the Minkowskispace.

1. Einleitung

Man möchte mit den Methoden der klassischen lorentzkovarianten Feldtheorien eine Theorie der Gravitation aufstellen¹⁾²⁾, etwa nach dem Muster der Elektrodynamik. Dazu bedienen wir uns des Lagrangeschen Formalismus. Dieser garantiert nämlich die Gültigkeit von $\text{Actio} = \text{Reactio}$, also die Rückwirkung der Gravitation auf die Materie. Aus den empirisch bekannten Eigenschaften dieser Wechselwirkung lässt sich nun das Transformationsverhalten des Gravitationsfeldes bestimmen, das heisst zu welcher Darstellung $[m, s]$ der Überlagerungsgruppe der inhomogenen Lorentzgruppe es gehört. Zum vornherein kann man den Fall des halbganzen Spins ausschliessen, da ja das Gravitationsfeld direkt beobachtbar ist. Ferner muss unsere Theorie als Grenzfall die Newtonsche Gravitationstheorie enthalten, denn diese kann gewisse Gravitationsphänomene mit hoher Genauigkeit erklären. Dies bedeutet aber schon, dass das Gravitationsfeld neutral ist und zur Ruhemasse Null gehört. Die entsprechenden einfachsten Fälle, der des Spins $s = 0$ und $s = 1$, geben jedoch keine richtige Beschreibung der Gravitation. Dem Fall $[0, 0]$ entspricht die Nordströmsche Theorie; diese liefert aber keine Lichtablenkung am Sonnenrand. Das Feld $[0, 1]$ ist uns bekannt als dasjenige der Elektrodynamik. Das Gravitationsfeld weist aber nur anziehende Kräfte auf, wogegen die Elektrodynamik solche beiderlei Vorzeichens liefert. Es bleiben also noch die Felder $[0, s]$, $s \geq 2$ als Aspiranten für das Gravitationsfeld übrig. Nun liefert aber das Äquivalenzprinzip einen weiteren Hinweis. Das Erfahrungsgesetz von der Gleichheit der trägen und schweren Masse zeigt, dass der Energie-Impuls-Tensor der Materie als Quelle des Gravitationsfeldes anzusehen ist. Verlangt man deshalb, dass für die Erzeugung eines Gravitationsfeldes durch ein materielles System allein dessen Energie-Impuls-Tensor $T_{\mu\nu}$ massgebend ist, so muss unser Feld zur Darstellung $[0, 2]$ gehören. Der Symmetrie von $T_{\mu\nu}$ wegen können wir das Gravitationsfeld $\psi_{\mu\nu}(x)$, $x \in M$ (Minkowskiraum), oder kurz ψ , ebenfalls als symmetrisch annehmen.

Wir beginnen nun mit einer linearen freien Theorie für das ψ -Feld. Da bekanntlich³⁾ jedem freien Feld zur Ruhemasse $m = 0$ eine Eichgruppe zugeordnet ist, so

besitzt speziell unser ψ -Feld eine solche. Wir bezeichnen sie mit $E(\xi)$; ξ sind dabei Vektorfelder über M . Diese Eichgruppe liefert nach dem Noether-Hilbertschen Theorem⁴⁾ eine Identität in den ψ -Bewegungsgleichungen.

Koppelt man, gemäss unserer Forderung, das ψ -Feld direkt an den Energie-Impuls-Tensor $T_{\mu\nu}$ eines Materiemodells, so führt die erwähnte Identität auf eine Inkonsistenz. Die Idee dieser Arbeit ist nun, die Bewegungsgleichungen als Anfang einer Entwicklung aufzufassen, bezüglich welcher diese Inkonsistenz von höherer Ordnung ist. Will man die Bewegungsgleichungen so modifizieren, dass sie eine Ordnung höher konsistent bleiben, so ist man gezwungen, nichtlineare Terme in ψ einzuführen und unsere Identität zu modifizieren. Diese Modifikation ist eindeutig und führt, nach dem Noether-Hilbertschen Theorem, auf eine Erweiterung $E(\xi)$ der Eichgruppe $E(\xi)$. $E(\xi)$ erweist sich als isomorph zur Kovarianzpseudogruppe $K(M)$ des Minkowskiraumes. Identifiziert man diese beiden Gruppen, so ist unsere Theorie die Einsteinsche Gravitationstheorie mit $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + \psi_{\mu\nu}$.

Ich danke meinen verehrten Lehrern Prof. M. FIERZ und Prof. R. JOST für die freundliche Unterstützung während der Ausführung dieser Arbeit.

2. Das freie Gravitationsfeld

Wir beschreiben das Gravitationsfeld durch ein symmetrisches Tensorfeld ψ . Da dieses Feld weiter nicht eingeschränkt wird, transformiert es sich nach der reduziblen Darstellung

$$D = 2[0, 0] \oplus [0, 1] \oplus [0, 2]$$

der inhomogenen Lorentzgruppe P_+^\dagger . Die zu ψ gehörende Eichgruppe $E(\xi)$ besteht deshalb aus den Transformationen

$$T(\xi) \psi_{\mu\nu} = \psi_{\mu\nu} + \xi_{\mu,\nu} + \xi_{\nu,\mu}, \quad (2.1)$$

wobei ξ ein beliebiges Vektorfeld ist. $E(\xi)$ ist also eine Abelsche Gruppe.

Die Absicht, eine lineare freie Gravitationstheorie aufzustellen, deren Feldgleichungen höchstens zweite Ableitungen der Felder enthalten, führt uns auf eine Lagrangefunktion $L(\psi)$, die aus bilinearen Ausdrücken im Feld und dessen ersten Ableitungen $\psi_{\mu\nu\sigma} \equiv \partial_\sigma \psi_{\mu\nu}$ aufgebaut ist. Der allgemeinste Ansatz für $L(\psi)$ setzt sich aus folgenden linear unabhängigen lorentz invarianten Ausdrücken zusammen:

$$\begin{array}{llll} I_1 = \psi^\mu_\mu \psi^\nu_\nu & I_3 = \psi_{\mu\nu\sigma} \psi^{\mu\nu\sigma} & I_5 = \psi^\mu_{\mu\sigma} \psi^\nu_\nu^\sigma & I_7 = \psi^{\mu\sigma}_\mu \psi^\nu_{\sigma\nu} \\ I_2 = \psi^{\mu\nu} \psi_{\mu\nu} & I_4 = \psi_{\mu\nu\sigma} \psi^{\mu\sigma\nu} & I_6 = \psi^\mu_{\mu\sigma} \psi^\nu_\nu^\sigma & \end{array} \quad (2.2)$$

Das Herauf- und Herunterziehen der Indizes geschieht immer mit dem Minkowski-tensor, den wir mit $\eta_{\mu\nu}$ und dessen Inverses mit $\eta^{\mu\nu}$ bezeichnen.

Man bemerkt nun aber, dass die Invarianten I_4 und I_7 lagrangeabhängig sind, das heisst sie unterscheiden sich nur um eine Divergenz

$$\psi_{\mu\nu\sigma} \psi^{\mu\sigma\nu} = \psi^{\mu\sigma}_\mu \psi^\nu_{\sigma\nu} + \partial_\sigma [\psi_{\mu\nu} \psi^{\mu\sigma\nu} + \psi^\sigma_\mu \psi^{\mu\nu}_\nu].$$

Wir brauchen deshalb nur die ersten sechs Invarianten zu berücksichtigen.

$$L(\psi) = \sum_{i=1}^6 A_i I_i \quad (2.3)$$

ist daher der allgemeinste Ansatz für die Lagrange-funktion des linearen Gravitationsfeldes.

Die zum Variationsprinzip $\delta \int L(\psi) dx = 0$ gehörige Eulersche Ableitung

$$\varepsilon(\psi_{\alpha\beta}) L \equiv \left[\frac{\partial}{\partial \psi_{\alpha\beta}} - \partial_{\sigma} \frac{\partial}{\partial \psi_{\alpha\beta\sigma}} \right] L$$

bezeichnen wir mit $-G^{\alpha\beta}(\psi)$. Die Bewegungsgleichung lautet:

$$G^{\alpha\beta}(\psi) = 0. \quad (2.4)$$

Man findet

$$\begin{aligned} -G^{\alpha\beta} = & 2 A_1 \eta^{\alpha\beta} \psi_{\mu}^{\mu} + 2 A_2 \psi^{\alpha\beta} \\ & - 2 A_3 \psi^{\alpha\beta\sigma}_{\sigma} - A_4 \psi^{\alpha\sigma\beta}_{\sigma} - A_4 \psi^{\beta\sigma\alpha}_{\sigma} \\ & - 2 A_5 \eta^{\alpha\beta} \psi^{\mu\nu}_{\mu\nu} - A_6 \eta^{\alpha\beta} \psi^{\nu\sigma}_{\nu\sigma} \\ & - A_6 \psi^{\mu\alpha\beta}_{\mu}. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Die Invarianz bezüglich $E(\xi)$ verlangt

$$G^{\alpha\beta}(\psi) = G^{\alpha\beta}(T(\xi) \psi), \quad (2.6)$$

oder eingesetzt

$$\begin{aligned} & -4 A_1 \eta^{\alpha\beta} \xi^{\mu}_{\mu} - 2 A_2 (\xi^{\alpha\beta} + \xi^{\beta\alpha}) + 2 A_3 (\xi^{\alpha\beta\sigma}_{\sigma} + \xi^{\beta\alpha\sigma}_{\sigma}) \\ & + A_4 (\xi^{\alpha\sigma\beta}_{\sigma} + \xi^{\beta\sigma\alpha}_{\sigma}) + A_4 (\xi^{\beta\sigma\alpha}_{\sigma} + \xi^{\sigma\beta\alpha}_{\sigma}) \\ & + 4 A_5 \eta^{\alpha\beta} \xi^{\nu\sigma}_{\nu\sigma} + A_6 \eta^{\alpha\beta} (\xi^{\nu\sigma}_{\nu\sigma} + \xi^{\sigma\nu}_{\nu\sigma}) \\ & + 2 A_6 \xi^{\mu\alpha\beta}_{\mu} \equiv 0. \end{aligned} \quad (2.7)$$

Ein Koeffizientenvergleich liefert das bestimmende Gleichungssystem für die Koeffizienten A_i :

$$\begin{aligned} A_1 &= A_2 = 0, \\ 2 A_3 + A_4 &= 0, \\ A_4 + A_6 &= 0, \\ 2 A_5 + A_6 &= 0. \end{aligned} \quad (2.8)$$

Da in der Lagrange-funktion (2.3) ein gemeinsamer Faktor unwesentlich ist, so kann man einen Koeffizienten willkürlich vorgeben, etwa

$$A_3 = \frac{1}{4}. \quad (2.9)$$

Damit folgt

$$A_4 = -\frac{1}{2} \quad A_5 = -\frac{1}{4} \quad A_6 = \frac{1}{2} \quad (2.10)$$

und somit (2.5)

$$G^{\alpha\beta} = \frac{1}{2} [\psi^{\alpha\beta\sigma}_{\sigma} + \psi^{\mu}_{\mu}{}^{\alpha\beta} - \psi^{\alpha\sigma\beta}_{\sigma} - \psi^{\beta\sigma\alpha}_{\sigma} + \eta^{\alpha\beta} \{\psi^{\mu\nu}_{\mu\nu} - \psi^{\mu}_{\mu}{}^{\nu}\}] , \quad (2.11)$$

sowie (2.3)

$$L(\psi) = \frac{1}{4} \psi_{\mu\nu\sigma} \psi^{\mu\nu\sigma} - \frac{1}{2} \psi_{\mu\nu\sigma} \psi^{\mu\sigma\nu} - \frac{1}{4} \psi^{\mu}_{\mu\sigma} \psi^{\nu}_{\nu}{}^{\sigma} + \frac{1}{2} \psi^{\mu}_{\mu\sigma} \psi^{\nu}_{\nu}{}^{\sigma} . \quad (2.12)$$

Nach dem Noether-Hilbertschen Theorem entspricht der Eichgruppe $E(\xi)$ eine Identität in den Bewegungsgleichungen.

Es sei nämlich

$$\delta \int L(\psi) dx = \int \varepsilon(\psi_{\alpha\beta}) L(\psi) \delta \psi_{\alpha\beta} = 0$$

und

$$\delta \psi_{\alpha\beta} = \xi_{\alpha\beta} + \xi_{\beta\alpha} .$$

Damit folgt

$$\begin{aligned} - \int G^{\alpha\beta} (\xi_{\alpha\beta} + \xi_{\beta\alpha}) dx &= - 2 \int G^{\alpha\beta} \xi_{\alpha\beta} dx \\ &= - 2 \int \partial_{\beta} (G^{\alpha\beta} \xi_{\alpha}) dx \\ &\quad + 2 \int G^{\alpha\beta} \xi_{\alpha} dx \end{aligned}$$

oder, da ξ beliebig,

$$G^{\alpha\beta} \xi_{\beta} \equiv 0 . \quad (2.13)$$

Es ist nun bemerkenswert, dass auf Grund der Bewegungsgleichungen (2.4) (2.11)

$$G^{\alpha\beta}(\psi) = 0 \quad (2.14)$$

und einer speziellen Eichung (die sog. Hilbert-Eichung)

$$\bar{\psi} = T(\xi) \psi$$

irreduzibel ist, das heisst nach [0, 2] transformiert.

Dies ist der Fall, wenn

$$\bar{\psi}^{\mu}_{\mu} = \bar{\psi}^{\mu\nu}_{\mu\nu} = 0 . \quad (2.15)$$

Dazu muss ξ die Differentialgleichungen

$$\xi^{\mu}_{\mu} = - \frac{1}{2} \psi^{\mu}_{\mu} \quad (2.16)$$

$$\xi^{\mu\nu}_{\nu} = - \psi^{\mu\nu}_{\nu} + \frac{1}{2} \psi^{\nu}_{\nu}{}^{\mu} \quad (2.17)$$

erfüllen. Durch Spurbildung in (2.14) erhält man zusätzlich

$$- \psi^{\mu}_{\mu\nu} + \psi^{\mu\nu}_{\mu\nu} = 0 ,$$

das heisst die Gleichungen (2.16) (2.17) sind verträglich.

Wir schliessen diesen Abschnitt mit der zusammenfassenden Bemerkung, dass im Lagrangeformalismus die Eichgruppe $E(\xi)$ eindeutig eine lineare Theorie bestimmt. In der Hilbert-Eichung transformiert sich das Feld sogar irreduzibel, und zwar nach der Darstellung [0, 2] der Gruppe P_{+}^{\uparrow} .

3. Ankoppelung an ein Materiemodell

Der folgenden Untersuchung liegt das skalare Klein-Gordonfeld ohne Selbstkopplung zur Masse m als Materiemodell zugrunde. Die zugehörige Lagrangefunktion lautet

$$L(\phi) = \phi_\mu \phi^\mu - m^2 \phi^2. \quad (3.1)$$

Aus dem Variationsprinzip

$$\delta \int L(\phi) dx = 0$$

folgt die Eulersche Gleichung

$$\varepsilon(\phi) L(\phi) = -2 K(\phi) = 0 \quad (3.2)$$

mit

$$\varepsilon(\phi) \equiv \frac{\partial}{\partial \Phi} - \partial_\sigma \frac{\partial}{\partial \Phi_\sigma}$$

und

$$K(\phi) = (\partial_\mu \partial^\mu + m^2) \phi. \quad (3.3)$$

Für den kanonischen Energie-Impuls-Tensor

$$T^\alpha_\beta(\phi) \equiv \frac{\partial L(\Phi)}{\partial \Phi_\alpha} \phi_\beta - \delta^\alpha_\beta L(\phi) \quad (3.4)$$

findet man

$$T^\alpha_\beta(\phi) = 2 \phi^\alpha \phi_\beta - \delta^\alpha_\beta (\phi_\mu \phi^\mu - m^2 \phi^2)$$

oder

$$T^{\alpha\beta}(\phi) = 2 \phi^\alpha \phi^\beta - \eta^{\alpha\beta} (\phi_\mu \phi^\mu - m^2 \phi^2). \quad (3.5)$$

Dieser Tensor ist symmetrisch und hat die Eigenschaft

$$T^{\alpha\beta}(\phi)_\alpha = 2 K(\phi) \phi^\beta. \quad (3.6)$$

Wir koppeln nun unser lineares Gravitationsfeld an das obige Materialmodell, und zwar, wie in der Einleitung gefordert, mittels des Energie-Impuls-Tensors (3.5). Die Lagrangefunktion im Variationsprinzip

$$\delta \int L(\psi, \phi) dx = 0$$

hat dann die Struktur

$$L(\psi, \phi) = L(\psi) + L(\phi) + W(\psi, \phi). \quad (3.7)$$

Dabei sind $L(\psi)$ und $L(\phi)$ durch (2.12) und (3.1) gegeben. $W(\psi, \phi)$ ist eine lorentz-invariante Grösse und muss die Bedingung

$$\varepsilon(\psi_\alpha) W(\psi, \phi) = -\frac{1}{2} T^{\alpha\beta}(\phi) \quad (3.8)$$

erfüllen. Die Kopplungskonstante ist dabei speziell normiert.

Um den allgemeinsten Ansatz für $W(\psi, \phi)$, der der Bedingung (3.8) genügt, zu bestimmen, bedenke man, dass in (3.7) nur die Felder und deren erste Ableitungen

aufreten dürfen und dass $T^{\alpha\beta}(\phi)$ kein ψ und keine zweiten Ableitungen von ϕ enthält. Wir verbleiben deshalb mit

$$W(\psi, \phi) = B_1 \psi^\mu_\mu \phi^2 + B_2 \psi^\mu_\mu \phi^\nu \phi_\nu + B_3 \phi_\mu \psi^{\mu\nu} \phi_\nu. \quad (3.9)$$

Die Bedingung (3.8) liefert

$$B_1 = -\frac{1}{2} m^2, \quad B_2 = \frac{1}{2}, \quad B_3 = -1 \quad (3.10)$$

und damit

$$W(\psi, \phi) = -\phi_\mu \psi^{\mu\nu} \phi_\nu + \frac{1}{2} \psi^\mu_\mu (\phi^\nu \phi_\nu - m^2 \phi^2). \quad (3.11)$$

Also haben die Eulerschen Bewegungsgleichungen zur Lagrangefunktion (3.7) die Gestalt

$$\varepsilon(\psi_{\alpha\beta}) L(\psi, \phi) = -G^{\alpha\beta} - \frac{1}{2} T^{\alpha\beta}(\phi) = 0 \quad (3.12)$$

$$\varepsilon(\phi) L(\psi, \phi) = -2K(\phi) - 2K(\psi, \phi) = 0 \quad (3.13)$$

mit

$$K(\psi, \phi) \equiv \frac{1}{2} \psi^\mu_\mu K(\phi) - \partial_\mu (\psi^{\mu\nu} \phi_\nu) + \frac{1}{2} \psi^\mu_{\mu\nu} \phi^\nu. \quad (3.14)$$

Diese Gleichungen sind nun aber auf Grund von (2.13) und (3.6) widerspruchsvoll; es folgt nämlich aus (3.12)

$$\begin{aligned} \partial_\beta \varepsilon(\psi_{\alpha\beta}) L(\psi, \phi) &= -\frac{1}{2} T^{\alpha\beta}(\phi)_\beta \\ &= -K(\phi) \phi^\alpha. \end{aligned} \quad (3.15)$$

$-K(\phi) \phi^\beta$ verschwindet jedoch nach (3.13) nicht, ausser wenn $\psi_{\mu\nu} = 0$. Diese Inkonsistenz wird behoben, indem man die Gleichungen (3.12) und (3.13) als Anfang einer Entwicklung auffasst. Dabei soll (3.12) der Term niedrigster Ordnung sein. Erklärt man die Ordnung einer Grösse und ihrer Ableitungen als gleich, so folgt aus (3.12), dass ψ und ϕ^2 die gleiche Ordnung haben (erste Ordnung).

Die rechte Seite von (3.15) geht dann nach (3.13) über in

$$-K(\phi) \phi^\alpha = K(\psi, \phi) \phi^\alpha$$

und ist in unserer Terminologie von zweiter Ordnung. In diesem Sinne sind die Gleichungen (3.12) und (3.13) verträglich; die Inkonsistenz tritt erst in zweiter Ordnung auf.

4. Konsistenz in zweiter Ordnung

Die Absicht ist nun, der Lagrangefunktion (3.7) einen zusätzlichen Wechselwirkungsterm W von höherer als zweiter Ordnung beizufügen, so dass die Bewegungsgleichungen bis zur zweiten Ordnung konsistent sind. Wir setzen deshalb

$$L(\psi, \phi) = L(\psi, \phi) + W. \quad (4.1)$$

Die zugehörigen Eulerschen Gleichungen lauten

$$\varepsilon(\psi_{\alpha\beta}) \mathbf{L}(\psi, \phi) = -G^{\alpha\beta} - \frac{1}{2} T^{\alpha\beta} + \varepsilon(\psi_{\alpha\beta}) W = 0, \quad (4.2)$$

$$\varepsilon(\phi) \mathbf{L}(\psi, \phi) = -2K(\phi) - 2K(\psi, \phi) + \varepsilon(\phi) W = 0. \quad (4.3)$$

Durch Divergenzbildung in (4.2) folgt dann mit (3.6)

$$\partial_\alpha \varepsilon(\psi_{\alpha\beta}) \mathbf{L}(\psi, \phi) = -K(\phi) \phi^\beta + \partial_\alpha \varepsilon(\psi_{\alpha\beta}) W. \quad (4.4)$$

Könnte man jetzt W so einrichten, dass die Beziehung

$$\partial_\alpha \varepsilon(\psi_{\alpha\beta}) W = -K(\psi, \phi) \phi^\beta \quad (4.5)$$

gilt, dann würden unsere Bewegungsgleichungen konsistent in zweiter Ordnung;

$$-K(\phi) \phi^\beta - K(\psi, \phi) \phi^\beta$$

wäre dann nämlich nach (4.3) mindestens von dritter Ordnung.

Die Frage ist nun, ob ein W existiert, das der Bedingung (4.5) genügt. Dazu müsste W quadratisch in ψ und linear in ϕ^2 sein; außerdem dürfen keine Ableitungen von ψ auftreten, denn $K(\psi, \phi)$ enthält nur erste Ableitungen in ψ . Der allgemeinste Ansatz mit diesen Eigenschaften lautet

$$\begin{aligned} W \equiv W(\psi, \psi, \phi) = & C_1 \phi^2 \psi^{\mu\nu} \psi_{\mu\nu} + C_2 \phi^2 \psi^\mu_\mu \psi^\nu_\nu + C_3 \phi^\mu \phi_\mu \psi^\nu_\nu \psi_\nu^\sigma \psi_\sigma^\sigma \\ & + C_4 \phi^\mu \phi_\mu \psi^\nu_\nu \psi_\nu^\sigma + C_5 \phi^\nu \psi_\nu^\sigma \phi^\sigma \psi_\mu^\mu + C_6 \phi^\mu \psi_{\mu\nu} \psi^\nu_\nu \phi_\sigma. \end{aligned} \quad (4.6)$$

$\partial_\alpha \varepsilon(\psi_{\alpha\beta}) W(\psi, \psi, \phi)$ berechnet sich zu

$$\begin{aligned} \partial_\alpha \varepsilon(\psi_{\alpha\beta}) W(\psi, \psi, \phi) = & \partial_\alpha \frac{\partial W(\psi, \psi, \phi)}{\partial \psi_{\alpha\beta}} \\ = & 2C_1 [2\phi \phi_\alpha \psi^{\alpha\beta} + \phi^2 \psi^{\alpha\beta}_\alpha] \\ & + 2C_2 [2\phi \phi_\alpha \psi^\nu_\nu + \phi^2 \psi^\nu_{\nu\alpha}] \eta^{\alpha\beta} \\ & + 2C_3 [2\phi_\alpha^\mu \phi_\mu \psi^{\alpha\beta} + \phi^\mu \phi_\mu \psi^{\alpha\beta}_\alpha] \\ & + 2C_4 [2\phi_\alpha^\mu \phi_\mu \psi^\nu_\nu + \phi^\mu \phi_\mu \psi^\nu_{\nu\alpha}] \eta^{\alpha\beta} \\ & + C_5 \eta^{\alpha\beta} [2\phi_\alpha^\mu \psi_{\mu\nu} \phi^\nu + \phi^\mu \psi_{\mu\nu\alpha} \phi^\nu] \\ & + C_5 [\psi^\nu_{\nu\alpha} \phi^\alpha \phi^\beta + \psi^\nu_\nu \phi^\alpha_\alpha \phi^\beta + \psi^\nu_\nu \phi^\alpha \phi^\beta_\alpha] \\ & + C_6 [\phi^\alpha_\alpha \psi^{\beta\nu} \phi_\nu + \phi^\alpha \phi_\nu \psi^{\beta\nu}_\alpha + \phi^\alpha \psi^{\beta\nu} \phi_{\nu\alpha}] \\ & + C_6 [\phi^\beta_\alpha \phi_\mu \psi^{\mu\alpha} + \phi^\beta \psi^{\mu\alpha}_\alpha \phi_\mu + \phi^\beta \psi^{\mu\alpha} \phi_{\mu\alpha}]. \end{aligned} \quad (4.7)$$

Dies soll nun gleichgesetzt werden mit

$$-\phi^\beta K(\psi, \phi) = -\phi^\beta \left[\frac{1}{2} \psi^\nu_\nu \{\phi^\mu_\mu + m^2 \phi\} - \partial_\alpha \{\psi^{\alpha\mu} \phi_\mu\} + \frac{1}{2} \psi^\sigma_{\sigma\alpha} \phi^\alpha \right]. \quad (4.8)$$

Man überzeugt sich aber leicht, dass die Koeffizienten nicht so eingerichtet werden können, dass (4.5) gilt.

Es gibt nun einen andern Weg, die Gleichungen (4.2) (4.3) konsistent zu machen. Dazu muss man in der Lagrangefunktion (4.1) Terme dritter Ordnung in ψ allein einführen.

$$\hat{\mathbf{L}}(\psi, \phi) = \mathbf{L}(\psi, \phi) + \hat{L}(\psi) \quad (4.9)$$

Damit folgen die Eulerschen Gleichungen zu

$$\varepsilon(\psi_{\alpha\beta}) \hat{\mathbf{L}}(\psi, \phi) = -G^{\alpha\beta} - \hat{G}^{\alpha\beta} - \frac{1}{2} T^{\alpha\beta} + \varepsilon(\psi_{\alpha\beta}) W = 0, \quad (4.10)$$

$$\varepsilon(\phi) \hat{\mathbf{L}}(\psi, \phi) = -2 K(\phi) - 2 K(\psi, \phi) + \varepsilon(\phi) W = 0. \quad (4.11)$$

Dabei ist definitionsgemäss

$$\varepsilon(\psi_{\alpha\beta}) \hat{L}(\psi) \equiv -\hat{G}^{\alpha\beta}. \quad (4.12)$$

W ist jetzt so einzurichten, dass eine Erweiterung der Bedingung (4.5), nämlich

$$\partial_\alpha \varepsilon(\psi_{\alpha\beta}) W = -K(\psi, \phi) \phi^\beta + \frac{1}{2} A^\beta_{\alpha\mu}(\psi) T^{\alpha\mu}(\phi) + \frac{1}{2} B_\mu(\psi) T^{\beta\mu}(\phi) \quad (4.13)$$

erfüllt ist. $A^\beta_{\alpha\mu}(\psi)$ und $B_\mu(\psi)$ wirken dabei auf den Energie-Impuls-Tensor als Operatoren.

Aus (4.10) folgt

$$-G^{\alpha\beta}_{\alpha} - \hat{G}^{\alpha\beta}_{\alpha} - \frac{1}{2} T^{\alpha\beta}_{\alpha} + \partial_\alpha \varepsilon(\psi_{\alpha\beta}) W = 0.$$

Mit (2.13) (3.6) und (4.13) wird daraus

$$-\hat{G}^{\alpha\beta}_{\alpha} - K(\phi) \phi^\beta - K(\psi, \phi) \phi^\beta + \frac{1}{2} A^\beta_{\alpha\mu}(\psi) T^{\alpha\mu} + \frac{1}{2} B_\mu(\psi) T^{\beta\mu}(\phi) = 0. \quad (4.14)$$

(4.11) liefert in zweiter Ordnung

$$K(\phi) \phi^\beta + K(\psi, \phi) \phi^\beta = 0$$

und (4.10)

$$-F(\psi) G^{\alpha\beta} - \frac{1}{2} F(\psi) T^{\alpha\beta}(\phi) = 0.$$

$F(\psi)$ ist dabei irgend ein in ψ linearer Operator. Somit folgt aus (4.14) die Konsistenzbedingung

$$\hat{G}^{\alpha\beta}_{\alpha} + A^\beta_{\alpha\mu}(\psi) G^{\alpha\mu} + B_\mu(\psi) G^{\beta\mu} = 0. \quad (4.15)$$

Wir verlangen nun, dass diese Konsistenzforderung, die ja nicht von ϕ abhängt, eine Identität sei. Damit erweitern wir nach dem Noether-Hilbertschen Theorem unsere ursprüngliche Eichgruppe $E(\xi)$ zu einer Eichgruppe $E(\xi)$. Über die Existenz eines $\hat{G}^{\alpha\beta}$, das (4.15) zur Identität macht, wird vorläufig nichts ausgesagt. Vielmehr müssen wir zuerst die Operatoren $A^\beta_{\alpha\mu}$ und B_μ bestimmen. Da unsere Feldgleichungen stets Differentialgleichungen zweiter Ordnung sein sollen, darf $A^\beta_{\alpha\mu}(\psi)$ bzw. $B_\mu(\psi)$ gemäss (4.15) höchstens erste Ableitungen von ψ enthalten. Deshalb ist das neue W auf Grund von (4.13) wieder von der Gestalt (4.6). Beachtet man, dass, symbolisch geschrieben, ein Term der Form $K(\phi) \phi \psi$ nach (4.11) in zweiter Ordnung verschwindet, so lautet die Bedingung (4.13):

$$\begin{aligned}
& 2 C_1 [2 \phi \phi_\alpha \psi^{\alpha\beta} + \phi^2 \psi^{\alpha\beta}_\alpha] + 2 C_2 [2 \phi \phi^\beta \psi_\nu^\nu + \phi^2 \psi^\nu_\nu^\beta] \\
& + 2 C_3 [2 \phi^\mu_\alpha \phi_\mu \psi^{\alpha\beta} + \phi^\mu \phi_\mu \psi^{\alpha\beta}_\alpha] \\
& + 2 C_4 [2 \phi^{\mu\beta} \phi_\mu \psi_\nu^\nu + \phi^\mu \phi_\mu \psi_\nu^\nu^\beta] \\
& + C_5 [2 \phi^{\mu\beta} \psi_{\mu\nu} \phi^\nu + \phi^\mu \psi_{\mu\nu}^\nu \phi^\nu] \\
& + C_5 [\psi_\nu^\alpha \phi^\alpha \phi^\beta + \psi_\nu^\nu \phi_\alpha^\alpha \phi^\beta + \psi_\nu^\nu \phi^\alpha \phi_\alpha^\beta] \\
& + C_6 [\phi_\alpha^\alpha \psi^{\beta\nu} \phi_\nu + \phi^\alpha \psi^{\beta\nu}_\alpha \phi_\nu + \phi^\alpha \psi^{\beta\nu} \phi_\nu^\alpha] \\
& + C_6 [\phi_\alpha^\beta \phi_\mu \psi^{\mu\alpha} + \phi^\beta \psi^{\mu\alpha}_\alpha \phi_\mu + \phi^\beta \psi^{\mu\alpha} \phi_{\mu\alpha}] \\
& = -\phi^\beta \left[-\psi^{\alpha\mu}_\alpha \phi_\mu - \psi^{\alpha\mu} \phi_{\mu\alpha} + \frac{1}{2} \psi^\sigma_{\sigma\alpha} \phi^\alpha \right] \\
& + \frac{1}{2} A^\beta_{\alpha\mu}(\psi) [2 \phi^\alpha \phi^\mu - \eta^{\alpha\mu} \phi^\sigma \phi_\sigma + \eta^{\alpha\mu} m^2 \phi^2] \\
& + \frac{1}{2} B_\mu(\psi) [2 \phi^\mu \phi^\beta - \eta^{\mu\beta} \phi^\sigma \phi_\sigma + \eta^{\mu\beta} m^2 \phi^2]. \quad (4.16)
\end{aligned}$$

Der Operator $B_\mu(\psi)$ darf kein Differentialoperator sein, denn er ist nach Voraussetzung linear in ψ . Also wirkt $B_\mu(\psi)$ multiplikativ.

Wenn nun $A^\beta_{\alpha\mu}(\psi)$ bezüglich α oder μ ein Differentialoperator wäre, so würde seine Wirkung auf $T^{\alpha\mu}$ einen Term der Form $K(\phi) \phi \psi$ liefern; dieser verschwindet aber in unserer Näherung. Für die Bedingung (4.16) ist dieser Sachverhalt gleichbedeutend wie $A^\beta_{\alpha\mu} = 0$. Damit liefert in (4.16) ein Vergleich der Terme proportional zu $\psi^{\beta\mu} \phi^\alpha \phi^\mu$ und zu $\psi^{\alpha\mu} \phi^\beta \phi_{\alpha\mu}$ einen Widerspruch.

Setzt man $B_\mu(\psi) = 0$ und $A^\beta_{\alpha\mu}(\psi)$ als Differentialoperator in α bzw. μ an, so hätten wir wieder die frühere Situation, ausgedrückt durch die Forderung (4.5). Die Terme, die proportional $\phi^\alpha \phi^\mu$ sind, zeigen schliesslich, dass auch $A^\beta_{\alpha\mu}$ nur multiplikativ wirken darf.

Durch Koeffizientenvergleich und die Tatsache, dass $K(\phi) \phi \psi$ verschwindet, erhält man

$$B_\mu(\psi) = 0, \quad A^\beta_{\alpha\mu}(\psi) = \psi^\beta_{\mu\alpha} - \frac{1}{2} \psi_{\alpha\mu}^\beta \quad (4.17)$$

und

$$\begin{aligned}
C_1 &= \frac{1}{4} m^2 & C_4 &= \frac{1}{8} \\
C_2 &= -\frac{1}{8} m^2 & C_5 &= -\frac{1}{2} \\
C_3 &= -\frac{1}{4} & C_6 &= 1. \quad (4.18)
\end{aligned}$$

Zur Konsistenzbedingung (4.15) trägt, der Symmetrie von $G^{\alpha\beta}$ wegen, nur

$$\text{Symm } A^\beta_{\alpha\mu}(\psi) \equiv \Gamma^\beta_{\alpha\mu}(\psi) = \frac{1}{2} [\psi^\beta_{\alpha\mu} + \psi^\beta_{\mu\alpha} - \psi_{\alpha\mu}^\beta] \quad (4.19)$$

bei; also

$$\hat{G}^{\alpha\beta}_\alpha + \Gamma^\beta_{\alpha\mu}(\psi) G^{\alpha\mu} = 0. \quad (4.20)$$

Diese Bedingung ist unabhängig vom Materiemodell und soll eine Identität sein. Der Vollständigkeit halber geben wir noch explizite (4.6) an

$$W(\psi, \psi, \phi) = \frac{m^2}{4} \phi^2 \psi_{\mu\nu} \psi^{\mu\nu} - \frac{m^2}{8} \phi^2 \psi_{\mu}^{\mu} \psi_{\nu}^{\nu} - \frac{1}{4} \phi^{\mu} \phi_{\mu} \psi_{\sigma\varrho} \psi^{\sigma\varrho} \\ + \frac{1}{8} \phi^{\mu} \phi_{\mu} \psi_{\nu}^{\nu} \psi_{\sigma}^{\sigma} - \frac{1}{2} \psi_{\mu}^{\mu} \phi^{\sigma} \psi_{\sigma\varrho} \phi^{\varrho} + \phi^{\mu} \psi_{\mu\sigma} \psi^{\sigma\nu} \phi_{\nu}.$$

5. Die erweiterte Eichgruppe $E(\xi)$

Zur Berechnung der Strukturkonstanten der Eichgruppe $E(\xi)$, welche zur Identität (4.19) führt, brauchen wir noch nichts über die Existenz von $\hat{L}(\psi)$ in (4.9) auszusagen. Fordern wir nämlich, dass die Eichgruppe $E(\xi)$ die eingeführte Ordnungsdefinition invariant lässt, so hat ξ dieselbe Ordnung wie ψ . Deshalb besteht die erweiterte Eichgruppe $E(\xi)$, nur quadratische Terme berücksichtigend, aus den Transformationen

$$T(\xi) \psi_{\mu\nu} = \psi_{\mu\nu} + \xi_{\mu\nu} + \xi_{\nu\mu} + Q_{\mu\nu}(\psi, \xi) + B_{\mu\nu}(\xi, \xi) \quad (5.1)$$

und den inversen Transformationen

$$T(\xi)^{-1} \psi_{\mu\nu} = \psi_{\mu\nu} - \xi_{\mu\nu} - \xi_{\nu\mu} - Q_{\mu\nu}(\psi, \xi) + Q_{\mu\nu}(\partial\xi, \xi) - B_{\mu\nu}(\xi, \xi). \quad (5.2)$$

Dabei bedeutet

$$(\partial\xi)_{\alpha\beta} = \xi_{\alpha\beta} + \xi_{\beta\alpha}, \quad (5.3)$$

$Q_{\mu\nu}$ und $B_{\mu\nu}$ sind noch zu bestimmen.

Anstelle von $Q_{\mu\nu}$ und $B_{\mu\nu}$ schreiben wir oft kurz Q bzw. B .

Für die Strukturkonstanten $S(\xi, \varphi)$, die mit dem gruppentheoretischen Kommutator wie folgt zusammenhängen:

$$T(\xi) T(\varphi) T(\xi)^{-1} T(\varphi)^{-1} = 1 + S(\xi, \varphi) + 0(3), \quad (5.4)$$

erhält man aus (5.1) und (5.2)

$$S(\xi, \varphi) = -Q(\partial\xi, \varphi) + Q(\partial\varphi, \xi); \quad (5.5)$$

diese sind unabhängig von B . Da der gruppentheoretische Kommutator wieder ein Gruppenelement ist, so gilt mit (5.4) bis zur zweiten Ordnung

$$1 + S(\xi, \varphi) = T(\chi(\xi, \varphi)) \quad (5.6)$$

oder

$$S(\xi, \varphi) = \partial\chi(\xi, \varphi), \quad (5.7)$$

Aus (5.5) folgt damit

$$-Q(\partial\varphi, \xi) + Q(\partial\xi, \varphi) = \partial\chi(\xi, \varphi), \quad (5.8)$$

eine Bedingung an die Q , die wir später ausnützen.

Bekanntlich muss eine Identität der Art (4.20) aus einer infinitesimalen Transformation (Eichung) folgen. Dabei hat der Begriff «infinitesimal» nichts mit unserer Ordnungsdefinition zu tun; er bezieht sich vielmehr auf die Parameter der Gruppe.

Mit dem Variationsprinzip

$$\int [\hat{G}^{\alpha\beta} + G^{\alpha\beta}] \delta\psi_{\alpha\beta} dx = 0 \quad (5.9)$$

und

$$\delta\psi = \partial\xi + Q(\psi, \xi) \quad (5.10)$$

folgt bis auf höhere Ordnung

$$\begin{aligned} & \int [\hat{G}^{\alpha\beta} + G^{\alpha\beta}] [2\xi_{\alpha\beta} + Q_{\alpha\beta}] dx \\ &= \int 2\partial_\beta(\hat{G}^{\alpha\beta}\xi_\alpha) dx + \int 2\partial_\beta(G^{\alpha\beta}\xi_\alpha) dx \\ & \quad - \int 2\hat{G}^{\alpha\beta}_\beta\xi_\alpha dx - \int 2G^{\alpha\beta}_\alpha\xi_\alpha dx \\ & \quad + \int G^{\alpha\beta}Q_{\alpha\beta} dx, \end{aligned}$$

das heisst

$$-2\int \hat{G}^{\alpha\beta}_\beta\xi_\alpha dx + \int G^{\alpha\beta}Q_{\alpha\beta} dx = 0.$$

Umgeformt nach (4.20)

$$\int G^{\alpha\beta}(Q_{\alpha\beta} + 2\Gamma^\mu_{\alpha\beta}\xi_\mu) dx = 0. \quad (5.11)$$

Für Q setzen wir nun den allgemeinsten Ausdruck, der (5.11) erfüllen kann, an:

$$\begin{aligned} Q_{\alpha\beta}(\psi, \xi) &= D_1\psi_{\alpha\beta\nu}\xi^\nu + D_2\psi_{\alpha\nu}\xi_\beta^\nu \\ & \quad + D_3\psi_{\beta\nu}\xi_\alpha^\nu + D_4\psi_{\beta\nu\alpha}\xi^\nu \\ & \quad + D_5\psi_{\alpha\nu\beta}\xi^\nu. \end{aligned} \quad (5.12)$$

(5.11) liefert nun

$$\begin{aligned} & \int G^{\alpha\beta}[D_1\psi_{\alpha\beta}^\mu - D_2\psi_{\alpha}^\mu_\beta - D_3\psi_{\beta}^\mu_\alpha \\ & \quad + D_4\psi_{\beta}^\mu_\alpha + D_5\psi_{\alpha}^\mu_\beta + 2\Gamma^\mu_{\alpha\beta}]\xi_\mu dx = 0. \end{aligned} \quad (5.13)$$

Durch Koeffizientenvergleich folgt

$$\begin{aligned} D_1 &= 1 \\ -D_2 + D_5 &= -1 \\ -D_3 + D_4 &= -1. \end{aligned} \quad (5.14)$$

Eine kleine Rechnung zeigt, dass (5.8) nur gelten kann, wenn

$$D_4 = D_5 = 0.$$

Also führte (5.12) zu

$$Q_{\alpha\beta}(\psi, \xi) = \psi_{\alpha\beta\mu}\xi^\mu + \psi_{\alpha\mu}\xi_\beta^\mu + \psi_{\beta\mu}\xi_\alpha^\mu \quad (5.15)$$

und (5.5) wird

$$\begin{aligned} S(\xi, \varphi) &= -(\xi_{\alpha\beta\mu} + \xi_{\beta\alpha\mu})\varphi^\mu \\ & \quad - (\xi_{\alpha\mu} + \xi_{\mu\alpha})\varphi_\beta^\mu - (\xi_{\beta\mu} + \xi_{\mu\beta})\varphi_\alpha^\mu \\ & \quad + (\varphi_{\alpha\beta\mu} + \varphi_{\beta\alpha\mu})\xi^\mu \\ & \quad + (\varphi_{\alpha\mu} + \varphi_{\mu\alpha})\xi_\beta^\mu + (\varphi_{\beta\mu} + \varphi_{\mu\beta})\xi_\alpha^\mu. \end{aligned} \quad (5.16)$$

Mit (5.7) und (5.16) folgt

$$S(\xi, \varphi) = \partial[\xi, \varphi], \quad (5.17)$$

wobei

$$[\xi, \varphi] \equiv \chi(\xi, \varphi) = \varphi' \xi - \xi' \varphi \quad (5.18)$$

oder in Komponenten, mit η hochgezogen,

$$[\xi, \varphi]^\mu = \varphi^\mu_\nu \xi^\nu - \xi^\mu_\nu \varphi^\nu. \quad (5.19)$$

Bis zur zweiten Ordnung gilt also in unserer erweiterten Eichgruppe $E(\xi)$

$$T(\xi) T(\varphi) T(\xi)^{-1} T(\varphi)^{-1} = T([\xi, \varphi]). \quad (5.20)$$

Man sieht, die Strukturkonstanten (5.19) sind nichts anderes als das Lieprodukt in der Liealgebra der Vektorfelder $\mathfrak{X}(M)$ einer differenzierbaren Mannigfaltigkeit $M(M)$. Das bedeutet aber für ξ^μ Vektorcharakter nicht nur bezüglich der Lorentzgruppe, sondern bezüglich der Kovarianzpseudogruppe $K(M)$.

Zur Herleitung der Identität (4.20) haben wir von der Eichgruppe nur die Terme bis zur zweiten Ordnung heranziehen müssen. Für die ganze Eichgruppe sollen jedoch die Strukturkonstanten unabhängig sein vom Substrat, auf das die Gruppe wirkt; das heisst die Bedingung (5.20) gilt allgemein. Damit wird $E(\xi)$ isomorph zu $K(M)$.

6. Das Gravitationsfeld als Metrisches Feld

An dieser Stelle sei bemerkt, dass unsere Rechnungen rein algebraischen Charakter haben. In diesem Sinne legt uns die Eichgruppe $E(\xi)$ die ganze Theorie fest; sie führt nämlich eindeutig von einer Ordnung zur nächsthöheren. Dieser Gesichtspunkt wurde in den Arbeiten 1) und 2) nicht beachtet.

Wir können nun unseren formalen Ausdrücken einen Sinn geben, indem wir die Eichgruppe $E(\xi)$ mit der Kovarianzpseudogruppe $K(M)$ identifizieren. $\psi_{\mu\nu}$ transformiert sich aber nach (5.1) nicht wie ein Tensor, vielmehr setzt man irgendeine Funktion $g_{\mu\nu} = f_{\mu\nu}(\psi)$ an, die ein Tensor sei. Die einzige Invariante, die man aus den $g_{\mu\nu}$ bilden kann, so dass deren Variationsprinzip auf Differentialgleichungen zweiter Ordnung führt, ist nach H. WEYL die skalare Krümmung $I = R(g_{\mu\nu})$. Vergleicht man diese Lagrangefunktion und das Transformationsverhalten der $g_{\mu\nu}$ mit dem Anfang der Entwicklung unserer Theorie, so folgt, dass $f_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + \psi_{\mu\nu}$ in niedrigster Ordnung ein Tensor ist. Die Ordnungsdefinition erlaubt aber, allgemein $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + \psi_{\mu\nu}$ als Metrik zu setzen. Somit ist unsere Theorie die Einsteinsche Gravitationstheorie. Dadurch wird die Existenz der Lagrangefunktion $\hat{L}(\psi)$, die wir immer benutzt haben, gewährleistet. Man kann jedoch auch den allgemeinsten Ansatz für $\hat{L}(\psi)$ hinschreiben und die Koeffizienten mittels der Identität (4.20) eindeutig bestimmen. Dies beruht wesentlich auf der Tatsache, dass $\hat{G}^{\alpha\beta}$ eine Variationsableitung ist.

Literaturverzeichnis

- 1) W. THIRRING, *Fortschritte der Physik* 7, 79 (1959).
- 2) S. N. GUPTA, *Rev. Modern Phys.* 29, 334 (1957).
- 3) M. FIERZ, *Helv. Phys. Acta* 13, 45 (1940).
- 4) E. NOETHER, *Göttinger Nachrichten*, 235 (1918); D. HILBERT, *Math. Ann.* 92, 1 (1924).
- 5) S. KOBAYASHI und K. NOMIZU, *Foundations of Differential Geometry*, 1963.